

Источники суперконтинуума в мощном фемтосекундном лазерном импульсе при распространении в жидкости и газе

В.П.Кандидов, И.С.Голубцов, О.Г.Косарева

Исследуются механизм генерации суперконтинуума и пространственное распределение его источников при распространении мощного фемтосекундного лазерного импульса в жидкости и газе. На основе численного моделирования показано, что причиной генерации суперконтинуума является самомодуляция фазы лазерного импульса в пространстве и времени в условиях проявления нелинейности и волновых эффектов. Определено местоположение источников суперконтинуума – преимущественно в кольцевой структуре импульса у минимумов интенсивности. Установлено, что при распространении сфокусированного пучка эффективность генерации коротковолновой ветви суперконтинуума зависит от величины начальной фазовой модуляции и максимальна, если длина компрессии незначительно превышает длину нелинейной фокусировки.

Ключевые слова: филаментация, источники суперконтинуума, фазовая модуляция.

1. Введение

При распространении мощных фемтосекундных лазерных импульсов в прозрачных диэлектриках происходит сильное изменение пространственных и временных характеристик излучения, вызванное нелинейным взаимодействием поля со средой. Одним из проявлений этих изменений является сверхуширение частотного спектра импульса – суперконтинуум [1, 2], который образуется при высокой концентрации энергии светового поля. В диэлектриках концентрация энергии в пространстве достигается при нелинейной и геометрической фокусировке излучения [3–5], концентрация энергии во времени – при нелинейной компрессии импульса [6, 7].

Результаты многих экспериментов с лазерными импульсами в конденсированных средах и газах демонстрируют структурное сходство частотных спектров суперконтинуума [4, 8, 9]. В процессе взаимодействия со средой спектр лазерного импульса уширяется на сотни нанометров как в стоксову, так и в антистоксову области. При этом чаще всего преобладает уширение в коротковолновую область. Частотный спектр суперконтинуума непрерывен, без ярко выраженных спектральных линий. Антистоксово крыло суперконтинуума, как правило, имеет нетривиальное угловое распределение, представляющее собой коническую эмиссию, угол расходимости которой увеличивается с уменьшением длины волны [4, 5, 10].

Известны различные интерпретации возникновения суперконтинуума и конической эмиссии как составляющей его части. В первых работах, посвященных этой тематике [1, 11], генерация суперконтинуума объяснялась

временной самомодуляцией фазы светового поля. Вместе с тем численные оценки уширения спектра, выполненные в рамках модели плоских волн, оказались существенно меньше экспериментально наблюдаемого уширения. Появление конической эмиссии объяснялось эффектом Черенкова [12], а также четырехволновым параметрическим взаимодействием при керровской нелинейности [10]. Однако согласно последней гипотезе коническая эмиссия должна иметь место и в стоксовой области спектра, что не наблюдается в экспериментах.

В работе [3], где впервые наблюдался суперконтинуум в газах, высказано предположение, что для объяснения сверхуширения спектра лазерного импульса следует учитывать не только нелинейную трансформацию импульса во времени, но и его пространственные изменения, вызванные влиянием самофокусировки и лазерной плазмы. Многие авторы, обсуждая происхождение конической эмиссии, указывают на неразрывную связь пространственной и временной фазовой модуляции. В обзоре [13] показано, что в случае резонансного взаимодействия лазерного излучения с двухуровневой атомной средой пространственно-временная модуляция импульса приводит к появлению в спектре боковых гармоник, распространяющихся под углом к оси. В [14] при теоретическом рассмотрении задачи о генерации суперконтинуума при фокусировке лазерного пучка в аргон высокого давления утверждается, что градиент показателя преломления среды во времени может иметь место только при наличии соответствующего пространственного градиента, и поэтому спектральные компоненты импульса одновременно с частотным сдвигом приобретают угловую расходимость. В [15], где экспериментально и теоретически исследовано распространение пикосекундного лазерного импульса в квазирезонансной среде – парах цезия и бария, угловая расходимость объясняется пространственной фазовой самомодуляцией светового поля в поперечном сечении пучка. Спектральные карты суперконтинуума при жесткой фокусировке излучения в различные газы получены экспериментально [16] и теоретически [14].

В.П.Кандидов. Московский государственный университет им. М.В. Ломоносова, физический факультет, Россия, 119992 Москва, Воробьевы горы; тел.: 939-30-91, <http://www.phys.msu.ru>

И.С.Голубцов, О.Г.Косарева. Международный лазерный центр МГУ им. М.В. Ломоносова, Россия, 119992 Москва, Воробьевы горы; тел.: 939-30-91, <http://www.msuilc.msu.ru>

Поступила в редакцию 11 декабря 2003 г.

В работах [2, 4, 17–19] последовательно развита физическая модель генерации суперконтинуума при распространении мощного фемтосекундного лазерного импульса, возникающего вследствие фазовой самомодуляции излучения в пространстве и времени. Согласно этой модели нелинейный фазовый набег, формирующийся в результате взаимодействия лазерного импульса со средой в условиях высокой пространственно-временной локализации энергии, обладает существенными градиентами как во времени, так и в пространстве, которые являются причиной уширения частотного спектра и появления угловой расходимости. Совокупный вклад неразрывно связанных керровской и плазменной нелинейностей, волновых эффектов дифракции и материальной дисперсии воздушной среды обуславливает сверхуширение частотно-углового спектра лазерного импульса, наблюдаемое в виде суперконтинуума и конической эмиссии. Роль волновой нестационарности, которая приводит к увеличению крутизны заднего фронта фемтосекундного импульса при его самофокусировке в нелинейной среде и, как следствие, к уширению высокочастотного крыла спектра импульса, рассмотрена в [2, 20].

Целью настоящей работы является подробное исследование генерации суперконтинуума при распространении мощных фемтосекундных лазерных импульсов в сплошных прозрачных средах, а также определение местоположения источников спектральных компонент и механизмов их возникновения.

2. Модель нелинейно-оптического взаимодействия

Генерация суперконтинуума при распространении мощных фемтосекундных лазерных импульсов в сплошных прозрачных средах описывается моделью, подробно изложенной в [18, 19]. В этой модели используется приближение медленно меняющихся амплитуд, которое согласно [21–23] адекватно описывает трансформацию импульсов длительностью вплоть до нескольких периодов оптических колебаний. Для фемтосекундного лазерного импульса уравнение для амплитуды светового поля E имеет вид [2]

$$2ik \frac{\partial E}{\partial z} = \left(1 - \frac{i}{\omega_0} \frac{\partial}{\partial \tau}\right)^{-1} \Delta_{\perp} E - k k_{\omega}'' \frac{\partial^2 E}{\partial \tau^2} + \frac{i}{3} k k_{\omega}''' \frac{\partial^3 E}{\partial \tau^3} + \frac{2k^2}{n_0} \left[\left(1 - \frac{i}{\omega_0} \frac{\partial}{\partial \tau}\right) \Delta n_k + \left(1 + \frac{i}{\omega_0} \frac{\partial}{\partial \tau}\right) \Delta n_p \right] E - ik\alpha E. \quad (1)$$

Здесь k – модуль волнового вектора; k_{ω}'' и k_{ω}''' – его производные, вычисленные на несущей частоте; n_0 – показатель преломления среды; α – коэффициент поглощения, связанный с потерями энергии излучения на фотоионизацию; $\Delta_{\perp} = \partial^2/\partial r^2 + r^{-1}\partial/\partial r$.

Первое слагаемое в правой части (1) описывает дифракцию пучка, второе и третье – дисперсию импульса в третьем приближении теории дисперсии, четвертое – вклады керровской (Δn_k) и плазменной (Δn_p) нелинейностей в показатель преломления среды и, наконец, последнее – потери энергии на фотоионизацию. Операторы вида $\pm(i/\omega_0)(\partial/\partial \tau)$, где ω_0 – частота лазерного излучения, описывают влияние волновой нестационарности, приводящей, в частности, к увеличению крутизны заднего фронта импульса в керровской среде.

Изменение показателя преломления под влиянием керровской нелинейности с учетом нестационарного вклада вынужденного комбинационного рассеяния на вращательных переходах молекул среды выражается следующим образом:

$$\Delta n_k = \left(1 - \frac{1}{4}\right) \frac{1}{2} n_2 |E|^2 + \frac{1}{2} \int_{-\infty}^t \frac{1}{2} n_2 |E(r, t')|^2 H(t - t') dt', \quad (2)$$

где $H(t)$ – передаточная функция, вид которой приведен в [24].

Нелинейность лазерной плазмы, возникающей вследствие многофотонной и ударной ионизации в интенсивном лазерном поле, определяется формулой

$$\Delta n_p = -\frac{\omega_p^2}{2n_0(\omega_0^2 + \nu_c^2)} \left(1 - i \frac{\nu_c}{\omega_0}\right), \quad (3)$$

где $\omega_p = (4\pi e^2 N_e/m)^{1/2}$ – плазменная частота; N_e – концентрация свободных электронов; $\nu_c = N_0 \nu_e \sigma_c$ – эффективная частота столкновений электронов с молекулами среды. Изменение концентрации свободных электронов N_e подчиняется соответствующим скоростным уравнениям вида

$$\frac{\partial N_e}{\partial t} = R(|E|^2)(N_0 - N_e) + \nu_i N_e - \beta N_e^2, \quad (4)$$

где ν_i – частота ион-электронных столкновений; R – скорость ионизации среды; β – коэффициент радиационной рекомбинации.

В настоящей работе изменение электрического поля в пространстве и времени описывается гауссовой зависимостью, что близко к экспериментальным данным [8]:

$$E(r, z = 0, \tau) = E_0 \left(\frac{\tau_0}{\tau_p(\delta)}\right)^{1/2} \times \exp\left(-\frac{r^2}{2a_0^2} - \frac{\tau^2}{2\tau_p^2(\delta)} + i \frac{k r^2}{2R_f} + i \frac{\delta \tau^2}{2}\right), \quad (5)$$

где a_0 – радиус пучка; R_f – длина геометрической фокусировки (расстояние от линзы до перетяжки пучка). Начальная длительность импульса $\tau_p(\delta)$ и параметр δ , который характеризует величину фазовой модуляции импульса с постоянной шириной частотного спектра $\Delta\omega_{e-1}$, определяемой по уровню e^{-1} , связаны соотношением [7]

$$\delta = \pm \frac{[(\tau_p(\delta)/\tau_0)^2 - 1]^{1/2}}{\tau_p^2(\delta)}, \quad (6)$$

где $\tau_0 = (\Delta\omega_{e-1})^{-1} = \tau_p(\delta = 0)$ – длительность спектрально-ограниченного импульса; знак «+» в правой части соответствует положительной фазовой модуляции, знак «-» – отрицательной.

3. Источники суперконтинуума и трансформация лазерного импульса

Нелинейно-оптическое преобразование лазерного импульса проявляется в трансформации с расстоянием z как пространственно-временной зависимости огибающей импульса $E(r, t, z)$, так и его частотно-углового спектра

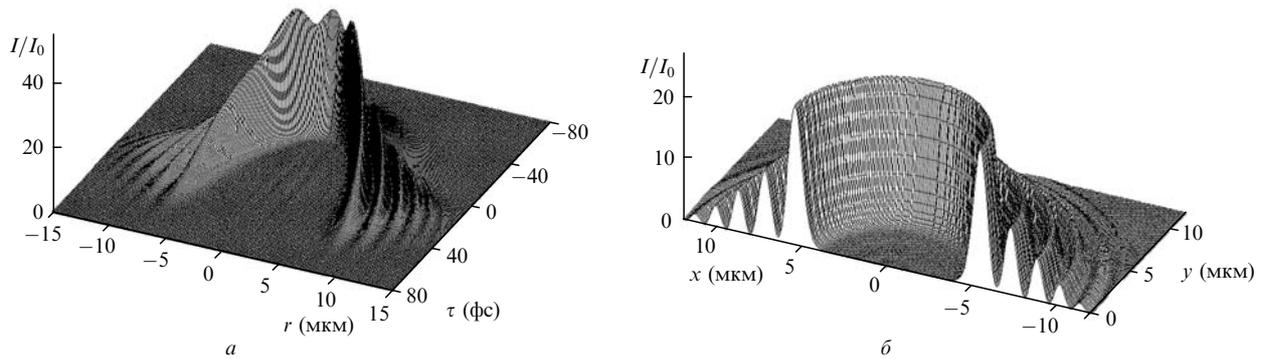


Рис.1. Пространственно-временное распределение интенсивности $I(r, \tau)$ на плоскости (r, τ) (а) и радиальное распределение интенсивности $I(x, y)$ при $\tau = 0$ (б) лазерного импульса в ячейке с водой, расположенной на расстоянии 40 мкм от геометрического фокуса (перед ним) линзы с $R_f = 16.9$ мм. Длительность импульса $\tau_{0.5} = 45$ фс, энергия $W_0 = 3$ мкДж; интенсивность нормирована на $I_0 = 10^{12}$ Вт/см².

$E(\omega, \theta, z)$. Двухмерный анализ светового поля лазерного импульса позволяет раскрыть физическую картину генерации суперконтинуума, а также изучить процесс формирования его источников.

В качестве примера такого анализа рассмотрим фемтосекундный лазерный импульс, сфокусированный в ячейку с водой. В эксперименте [8], выполненном в такой постановке, использовался импульс титан-сапфирового лазера с $\lambda = 800$ нм. Его длительность $\tau_{0.5}$, определенная по уровню 0.5, составляла 45 фс, энергия $W_0 = 0.2 - 3$ мкДж, диаметр пучка на выходе лазерной системы $d = 5$ мм. Длина фокусировки пучка R_f менялась в диапазоне 10–74 мм. Был зарегистрирован распространяющийся в прямом направлении импульс суперконтинуума, энергия которого возрастала с увеличением как энергии лазерного импульса, так и фокусного расстояния объектива.

При численном моделировании этого эксперимента система уравнений (1)–(4) решалась методом расщепления по физическим факторам с использованием метода прогонки для интегрирования по радиальной координате r , спектрального представления для интегрирования по времени t и адаптивного шага по эволюционной координате z . Расчетная сетка имела размерность 2048×2048 узлов по координатам r и t . По оси z число шагов изменялось от 3600 (при $R_f = 73.5$ мм) до 5800 ($R_f = 16.9$ мм).

Вследствие геометрической и керровской фокусировок интенсивность на оси импульса возрастает до значения порядка 4×10^{13} Вт/см², при котором развиваются многофотонная и лавинная ионизации в воде. Дефокусировка в наведенной лазерной плазме ограничивает дальнейший рост интенсивности. Нелинейная рефракция заднего фронта импульса, вызванная керровской и плазменной нелинейностями, приводит к образованию сложной кольцевой структуры в поперечном сечении импульса. На рис.1 в качестве примера приведено пространственно-временное распределение интенсивности $I(r, \tau)$ и радиальное распределение интенсивности $I(x, y)$ в центральном слое импульса ($\tau = 0$) в ячейке с водой на расстоянии 40 мкм от геометрического фокуса (перед ним) линзы с $R_f = 16.9$ мм.

Полное представление о пространственно-временном распределении интенсивности в импульсе на таком расстоянии дает рис.1,б. В этом случае интенсивность во временном слое при $\tau = -40$ фс в 6000 раз превышает пиковую интенсивность на входе в кювету; последующие

слои импульса распадаются на concentric rings, радиус которых растет к его «хвосту».

Формированию колец интенсивности в поперечном сечении временных слоев импульса соответствует появление в частотно-угловом спектре непрерывного высокочастотного крыла, компоненты которого распространяются под углом к оптической оси. Такое излучение представляет собой коническую эмиссию, в которой при уменьшении длины волны расходимость частотных компонент увеличивается. Распределение конической эмиссии иллюстрирует рис.2, на котором на плоскости длина волны – угол направленности излучения (λ, θ) изображены линии равного уровня спектральной плотности мощности частотно-углового спектра лазерного импульса $S(\lambda, \theta) = \text{const}$. Коническая эмиссия простирается в высокочастотную область вплоть до $\lambda = 400$ нм, тогда как в низкочастотной области она отсутствует. При выбранном уровне спектральной плотности мощности (например, $\lg S(\lambda, \theta)/S_{\text{max}} = -1, -2$ и т. д.) угол направленности излучения θ антистоксовых компонент ($\lambda < 800$ нм)

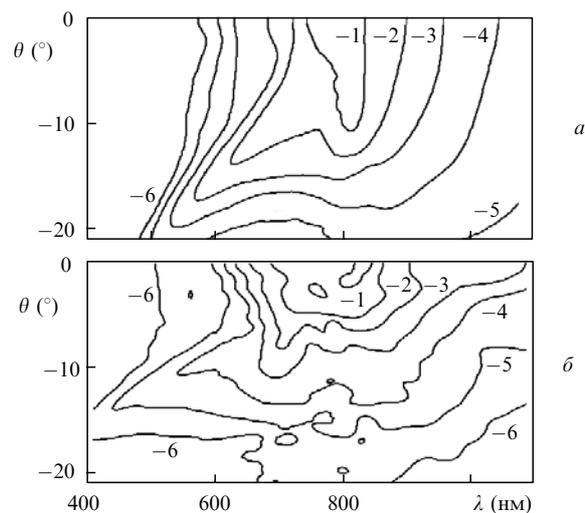


Рис.2. Частотно-угловой спектр, представленный в виде линий равного уровня плотности мощности спектральных компонент $S(\lambda, \theta)$ лазерного импульса с $\tau_{0.5} = 45$ фс и $W_0 = 3$ мкДж, сфокусированного в ячейку с водой, при $R_f = 16.9$ мм (плоскость наблюдения находится на расстоянии $z = 40$ мкм от геометрического фокуса линзы) (а) и $R_f = 43.1$ мм ($z = 120$ мкм от геометрического фокуса линзы) (б). Для уровней плотности мощности использован логарифмический масштаб с нормировкой на максимум ($\lg S(\lambda, \theta)/S_{\text{max}} = -1, -2$ и т. д.).

возрастает с уменьшением их длины волны λ , тогда как у стоксовых компонент ($\lambda > 800$ нм) угол θ близок к нулю.

Из рис.2 видно, что угол расходимости конической эмиссии увеличивается с уменьшением R_f . Для объяснения этого положим угол конической эмиссии от сфокусированного пучка α_{con} равным сумме угла расходимости α_{dif} излучения накачки в отсутствие нелинейности и величины, равной углу конической эмиссии от коллимированного пучка α_{col} :

$$\alpha_{\text{con}} = \alpha_{\text{dif}} + \alpha_{\text{col}}, \quad (7)$$

где $\alpha_{\text{dif}} = \pi n_0 a_0 / (2R_f)$. При $R_f = 16.9$ мм угол $\alpha_{\text{dif}} = 13^\circ$, а при $R_f = 43.1$ мм $\alpha_{\text{dif}} = 5^\circ$. Согласно рис.2 угол конической эмиссии α_{con} на длине волны 500 нм при этих фокусных расстояниях составляет 21° и 12° соответственно. Углы конической эмиссии α_{col} , оцененные по формуле (7) для двух фокусных расстояний, близки. Таким образом, справедливо предположение об аддитивности вкладов расходимости излучения накачки и конической эмиссии в результирующую направленность излучения коротковолновых компонент суперконтинуума в сфокусированном пучке.

Радиальное распределение спектральной мощности компонент суперконтинуума в области геометрического фокуса линзы при $R_f = 16.9$ мм представлено на рис.3 в виде карты на плоскости радиус – длина волны (r, λ). Более темный тон соответствует увеличению плотности мощности соответствующих спектральных компонент. Видно, что энергия длинноволновых компонент суперконтинуума ($\lambda > 800$ нм) локализована в основном на оси импульса, тогда как коротковолновых ($\lambda < 800$ нм) – на его периферии в кольцевой структуре филамента (см. рис.1).

Представление о том, что суперконтинуум является следствием фазовой самомодуляции лазерного импульса при нелинейном набеге фазы в пространстве и времени, позволяет определить локализацию источников спектральных компонент. Результатом фазовой самомодуляции светового поля лазерного импульса является как сдвиг частоты излучения, так и появление угловой расходимости спектральных компонент. Частотный сдвиг гармоник суперконтинуума по отношению к несущей частоте определяется градиентом фазы во времени: $\Delta\omega(r, \tau) = \partial\varphi(r, \tau) / \partial\tau$, а угол θ , под которым направлено излучение, – пространственным градиентом: $\theta(r, \tau) = \arctan[-(1/k)$

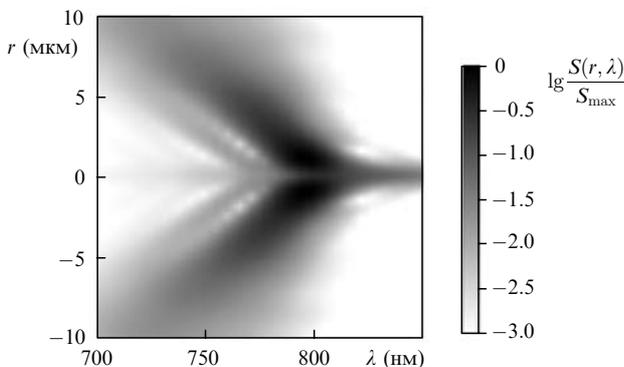


Рис.3. Радиальное распределение спектральной плотности мощности $S(r, \lambda)$ лазерного импульса в ячейке с водой в области геометрического фокуса линзы при $\tau_{0.5} = 45$ фс, $W_0 = 3$ мкДж и $R_f = 16.9$ мм. Более темные тона соответствуют увеличению плотности мощности спектральных компонент S/S_{max} .

$\times (\partial\varphi(r, \tau) / \partial r)$. Локализация источников спектральных компонент суперконтинуума в пространстве, а также угловая направленность их излучения показаны на рис.4. Здесь для временного слоя $\tau = 0$ импульса, сфокусированного в ячейку с водой линзой с $R_f = 16.9$ мм, приведены радиальные распределения интенсивности лазерного импульса $I(r, \tau = 0)$, длины волны источников суперконтинуума, определяемой соотношением $\lambda(r, \tau = 0) = 2\pi c / (\omega_0 + \Delta\omega(r, \tau = 0))$, и угла направленности $\theta(r, \tau = 0)$ их излучения.

Видно, что подавляющая часть источников суперконтинуума находится в области кольцевой структуры лазерного импульса, причем не только вблизи оптической оси, но и на периферии пучка. Наибольший сдвиг частоты имеет место в окрестности минимумов интенсивности кольцевой структуры, возникновение которой обусловлено интерференцией в плоскости поперечного сечения пучка потоков энергии. Один поток под влиянием самофокусировки и геометрической фокусировки распространяется по направлению к оптической оси, тогда как второй вследствие дефокусировки излучения в лазерной плазме – в противоположную сторону. Интерференция волн в процессе распространения лазерного импульса приводит к формированию краевых фазовых дислокаций [25], в области которых и происходит генерация суперконтинуума. В окрестности дислокации фаза импульса претерпевает сильные изменения в пространстве и времени, в результате которых не только генерируются новые частотные компоненты, но и появляется угловая расходимость. Таким образом, коническая эмиссия генерируется именно в области фазовых дислокаций кольцевой структуры лазерного импульса.

Сравнивая радиальные зависимости изменения длины волны $\lambda(r)$ и угла направленности $\theta(r)$ излучения источников суперконтинуума лазерного импульса, можно заметить, что источники низкочастотных компонент находятся у колец интенсивности $I(r)$, ближайших к оптической оси, и их излучение направлено к оси. Источники наиболее высокочастотных компонент ($\lambda < 600$ нм)

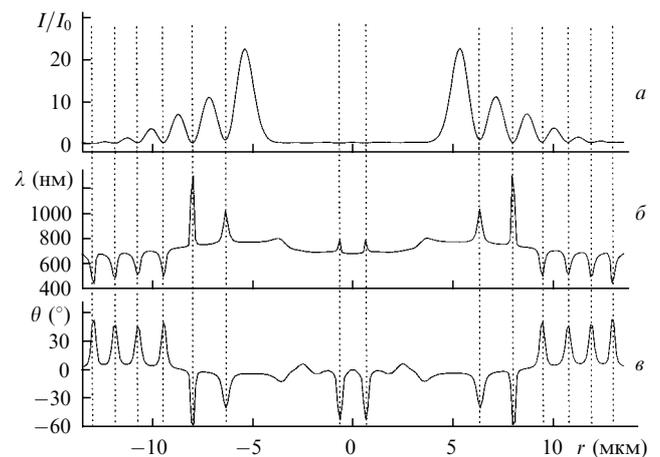


Рис.4. Радиальные распределения интенсивности лазерного импульса $I(r, \tau = 0)$ (а), длины волны источников суперконтинуума $\lambda(r, \tau = 0) = 2\pi c / (\omega_0 + \delta\omega(r, \tau = 0))$ (б) и угла направленности $\theta(r, \tau = 0)$ их излучения (в) во временном слое $\tau = 0$ лазерного импульса в ячейке с водой, находящейся на расстоянии 40 мкм от геометрического фокуса (перед ним) линзы при $\tau_0 = 45$ фс, $W_0 = 3$ мкДж и $R_f = 16.9$ мм. Отрицательные значения угла θ соответствуют сходимости излучения к оптической оси, положительные – расходимости. Интенсивность нормирована на $I_0 = 10^{12}$ Вт/см².

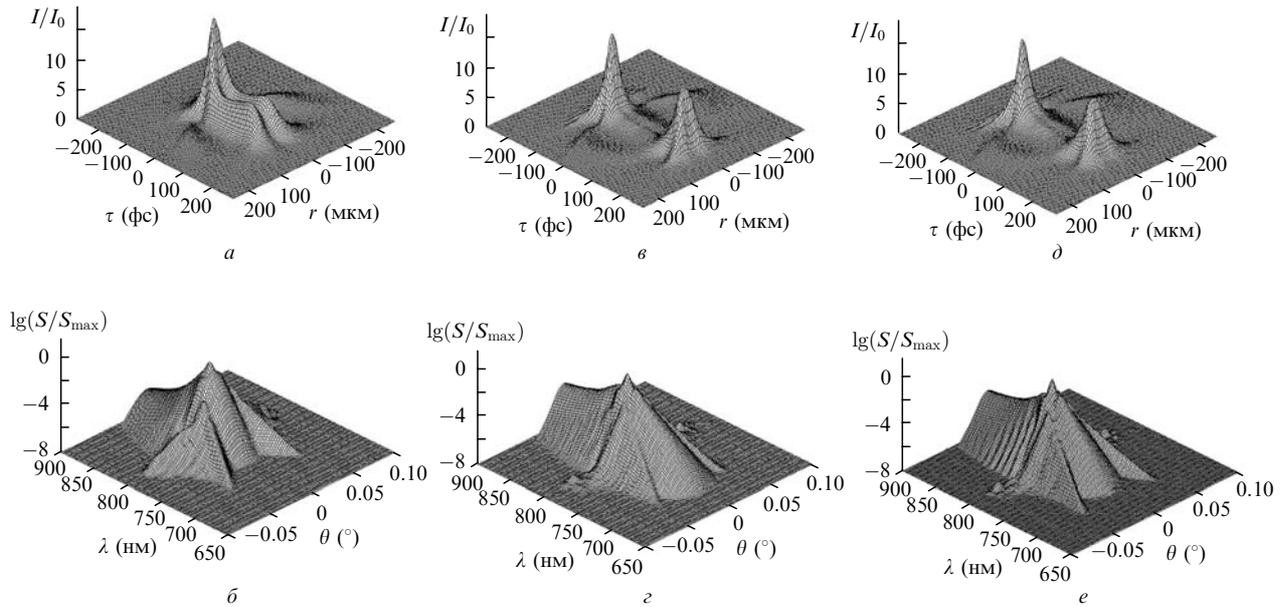


Рис.5. Пространственно-временные распределения интенсивности (*a*, *в*, *д*) и частотно-угловые спектры (*б*, *з*, *е*) лазерного импульса в воздухе на расстояниях $0.43L_{\text{dif}}$ (*a*, *б*) и $0.6L_{\text{dif}}$ (*в*–*е*) с учетом волновой нестационарности (*a*–*в*) и без ее учета (*д*, *е*) при $\tau_{0.5} = 230$ фс, $W_0 = 8$ мДж и диаметре входного пучка 0.28 мм. Интенсивность $I(r, \tau)$ нормирована на $I_0 = 10^{13}$ Вт/см².

локализованы у периферийных колец $I(r)$, и их излучение направлено от оси. В результате излучение коротковолновой части спектра обладает угловой расходимостью, тогда как низкочастотные гармоники распространяются преимущественно вдоль оптической оси, что подтверждается экспериментальными данными [4, 21].

4. Влияние волновой нестационарности на генерацию суперконтинуума

Фазовая самомодуляция светового поля, приводящая к формированию суперконтинуума, обусловлена вкладом различных нелинейно-оптических механизмов взаимодействия мощного лазерного излучения со средой. Так, в приосевой области на переднем фронте импульса преобладающий вклад в нелинейный набег фазы вносит керровская нелинейность среды, т. к. рост концентрации свободных электронов еще недостаточно велик. Резкое увеличение интенсивности со временем ($\partial I(r, \tau)/\partial \tau > 0$), вызванное этой нелинейностью, приводит к появлению отрицательного сдвига частоты излучения: $\Delta\omega(r, \tau) \sim -\partial I(r, \tau)/\partial \tau < 0$. На заднем фронте резкий спад интенсивности ($\partial I(r, \tau)/\partial \tau < 0$) при дефокусировке в лазерной плазме вызывает положительный сдвиг частоты излучения.

Важную роль в генерации суперконтинуума при распространении лазерных импульсов фемтосекундной длительности играет волновая нестационарность, влияние которой описывается операторами вида $\pm(i/\omega_0)(\partial/\partial \tau)$ в уравнении (1). Волновая нестационарность приводит к увеличению крутизны заднего фронта импульса и к уменьшению крутизны переднего, вследствие чего уширение спектра в коротковолновую область возрастает, а в длинноволновую – уменьшается [19, 20].

Влияние увеличения крутизны заднего фронта импульса на генерацию суперконтинуума демонстрирует рис.5, на котором изображены пространственно-временные распределения интенсивности и частотно-угловые спектры лазерного импульса в воздухе. Эти результаты получены решением системы уравнений (1)–(4) для им-

пульса с $\tau_{0.5} = 230$ фс и $W_0 = 8$ мДж при диаметре пучка на выходе лазерной системы 0.28 мм [17]. На расстоянии $z = 0.43L_{\text{dif}}$ (L_{dif} – дифракционная длина) задний фронт лазерного импульса под действием керровской и плазменной нелинейностей приобретает кольцевую структуру (рис.5,*a*), что в спектральном пространстве выражается в виде генерации конической эмиссии в антистоксовой области (рис.5,*б*). При дальнейшем распространении ($z = 0.6L_{\text{dif}}$) лазерный импульс распадается на пару подимпульсов (рис.5,*в*), причем крутизна заднего фронта второго подимпульса определяет уширение спектра в антистоксову область (рис.5,*з*).

Для анализа влияния волновой нестационарности рассчитаны пространственно-временное распределение интенсивности и частотно-угловой спектр лазерного импульса в воздухе на расстоянии $z = 0.6L_{\text{dif}}$ в отсутствие операторов $\pm(i/\omega_0)(\partial/\partial \tau)$. Из сравнения рис.5,*в* и *д* и рис.5,*з* и *е* видно, что вследствие проявления волновой нестационарности задний фронт второго подимпульса обладает большей крутизной; в частотно-угловом пространстве это выражается в большем уширении спектра лазерного импульса в антистоксову область.

5. Генерация суперконтинуума в сфокусированном пучке при наличии начальной фазовой модуляции импульса

Возможность увеличения концентрации энергии в области взаимодействия при компрессии импульсов с начальной отрицательной фазовой модуляцией в средах с нормальной дисперсией исследована в [6, 7]. Показано, что для коллимированного режима излучения мощных фемтосекундных лазерных импульсов эффективность генерации суперконтинуума максимальна, если длина компрессии L_{com} близка к длине самофокусировки L_{sf} . Чтобы оценить справедливость этого утверждения для сфокусированного излучения, рассмотрим в качестве примера распространение в воздухе импульса с начальной фазовой модуляцией при $W_0 = 60$ мДж, диаметре начального

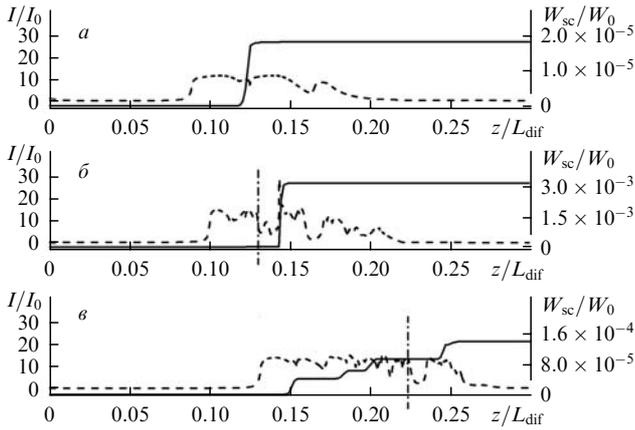


Рис. 6. Изменение с расстоянием z максимальной интенсивности лазерного импульса с $W_0 = 60$ мДж, $a_0 = 3$ см при $R_f = 0.3L_{\text{dif}}$ (штриховые кривые) и энергии коротковолнового крыла суперконтинуума (сплошные кривые) в случае фокусировки в воздухе спектрально-ограниченного лазерного импульса при $\tau_{0.5}|_{\delta=0} = 35$ фс и $L_{\text{com}} = 0$ (а), а также импульсов с отрицательной фазовой модуляцией при $\tau_{0.5}(\delta) = 1200$ фс, $L_{\text{com}} = 0.13L_{\text{dif}}$ (б) и $\tau_{0.5}(\delta) = 2000$ фс, $L_{\text{com}} = 0.22L_{\text{dif}}$ (в). Интенсивность нормирована на $I_0 = 10^{13}$ Вт/см², штрих-пунктирные мы вертикальными линиями отмечены длины компрессии L_{com} .

пучка $2a_0 = 6$ см и $R_f = 0.3L_{\text{dif}}$. В отсутствие начальной фазовой модуляции $\tau_{0.5} = 35$ фс.

На рис. 6 показано изменение с расстоянием z максимальной интенсивности лазерного импульса и энергии коротковолнового крыла суперконтинуума при фокусировке в воздухе лазерного импульса с начальной фазовой модуляцией. Под энергией коротковолнового крыла суперконтинуума понимается энергия спектральных компонент $W_{\text{sc}}(z) = \int_{\lambda_{\text{min}}}^{\lambda_{\text{max}}} S(\lambda, z) d\lambda$, где $S(\lambda, z)$ варьируется от $\lambda_{\text{min}} = 500$ нм до $\lambda_{\text{max}} = 700$ нм. Видно, что в случае спектрально-ограниченного импульса ($\tau_{0.5}|_{\delta=0} = 35$ фс, рис. 6, а) энергия суперконтинуума минимальна. При отрицательной фазовой модуляции, несмотря на уменьшение начальной пиковой мощности, энергия коротковолнового крыла суперконтинуума значительно увеличивается и при начальной длительности $\tau_{0.5}(\delta) = 1200$ фс (рис. 6, б) начинает более чем на два порядка превышать энергию спектрально-ограниченного импульса. Физически увеличение эффективности генерации суперконтинуума объясняется тем, что пространственная локализация энергии в плоскости поперечного сечения за счет геометрической и нелинейной фокусировок пучка происходит на том же расстоянии z , что и локализация во времени, вызванная компрессией импульса. Действительно, импульс с начальной длительностью $\tau_{0.5}(\delta) = 1200$ фс испытывает в воздухе максимальное сжатие на расстоянии $z = L_{\text{com}} = 0.13L_{\text{dif}}$, где $L_{\text{dif}} = ka_0^2 = 7000$ м. Для сфокусированного пучка длина нелинейной фокусировки L_{nl} оценивается по формуле [26]

$$\frac{1}{L_{\text{nl}}} = \frac{1}{L_{\text{sf}}} + \frac{1}{R_f}, \quad (8)$$

где L_{sf} – длина самофокусировки коллимированного пучка. При начальной длительности лазерного импульса $\tau_{0.5}(\delta) = 1200$ фс его пиковая мощность составляет 48 ГВт. В воздухе критическая мощность самофокусировки $P_{\text{cr}} = 6$ ГВт, и, следуя [26], получаем $L_{\text{sf}} \approx 0.19L_{\text{dif}}$. Согласно (8) $L_{\text{nl}} = 0.12L_{\text{dif}}$, что близко к длине компрессии $L_{\text{com}} = 0.13L_{\text{dif}}$.

Вследствие материальной дисперсии спектрально-ограниченный импульс с $\tau_{0.5} = 35$ фс, пройдя расстояние $z = L_{\text{nl}} = 0.02L_{\text{dif}}$, напротив, расплывается и его длительность увеличивается до 180 фс, что приводит к уменьшению пиковой мощности и увеличению расстояния между точкой начала филамента и выходной апертурой. В результате в нелинейном фокусе на расстоянии $z = 0.09L_{\text{dif}}$ длительность импульса достигает 800 фс, уменьшается временной градиент наведенной фазы и, следовательно, выход суперконтинуума. Для импульса с начальной длительностью 2000 фс процесс концентрации энергии в пространстве завершается существенно раньше временной компрессии, т. к. $L_{\text{com}} > L_{\text{nl}}$, что также приводит к уменьшению энергии суперконтинуума по сравнению с энергией импульса, начальная длительность которого составляет 1200 фс.

Проведенные оценки обобщаются для импульсов с различным отношением длин нелинейной фокусировки L_{nl} и временной компрессии L_{com} . На рис. 7 представлена диаграмма эффективности генерации суперконтинуума на плоскости $(L_{\text{nl}}, L_{\text{com}})$, полученная по результатам серий численных экспериментов. Разные кривые соответствуют импульсам с различными начальными условиями – энергией, шириной спектра, радиусом пучка и длиной геометрической фокусировки. Областям изменения L_{nl} и L_{com} соответствует некоторый диапазон относительных энергий коротковолновой части спектра суперконтинуума W_{sc}/W_0 (указаны на рисунке). Жирная прямая разграничивает области, в которых справедливы неравенства $L_{\text{nl}} > L_{\text{com}}$ и $L_{\text{nl}} < L_{\text{com}}$.

Представленные данные демонстрируют, что начальная фазовая модуляция лазерного импульса оказывает сильное влияние на эффективность генерации суперконтинуума. Наибольшая энергия суперконтинуума (1% – 5% первоначальной энергии импульса) наблюдается в области, расположенной в непосредственной близости от прямой $L_{\text{nl}} = L_{\text{com}}$. С удалением от нее эффективность генерации суперконтинуума уменьшается, причем в наибольшей степени в области $L_{\text{nl}} > L_{\text{com}}$. Это связано с тем, что в этой области временная компрессия импульса происходит до начала филаментации, тогда как при $L_{\text{nl}} < L_{\text{com}}$ благодаря протяженности филамента макси-

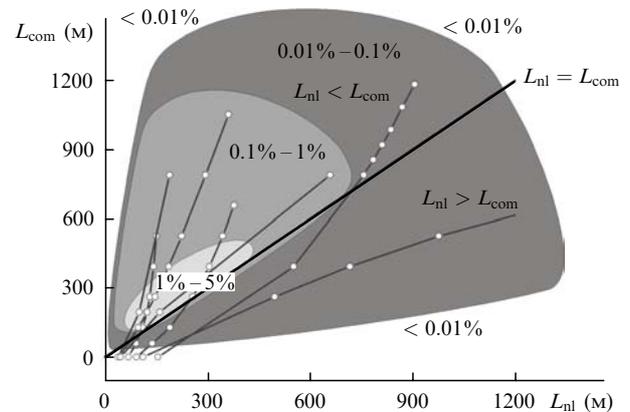


Рис. 7. Зависимости длины компрессии импульса L_{com} от длины нелинейной фокусировки пучка L_{nl} при изменении начальной фазовой модуляции лазерного импульса. Различные кривые соответствуют импульсам с разными начальными условиями. Приведены характерные значения выхода суперконтинуума (в процентах) в типичных областях изменения параметров L_{nl} и L_{com} .

мальное сжатие импульса во времени может иметь место при высокой плотности энергии в образовавшемся филаменте.

6. Выводы

В настоящей работе подробно рассмотрен процесс генерации суперконтинуума при распространении мощных фемтосекундных лазерных импульсов в сплошных прозрачных средах – воздухе и воде – при различных начальных параметрах излучения.

Показано, что причиной генерации суперконтинуума является фазовая самомодуляция импульса в пространстве и времени в условиях нелинейно-оптического взаимодействия излучения со средой при высокой пространственно-временной локализации поля.

Проведенные исследования позволили установить следующее.

1. Частотно-угловой спектр суперконтинуума определяется пространственно-временным распределением нелинейного набега фазы в импульсе со сплошной многокольцевой структурой, обусловленной керровской и плазменной нелинейностями, волновыми эффектами дифракции и дисперсии. Источники суперконтинуума находятся в окрестности краевых фазовых дислокаций у минимумов интенсивности в кольцевой структуре. Источники низкочастотных компонент спектра находятся у колец меньшего радиуса и их излучение направлено к оси, высокочастотных – у периферийных колец и их излучение направлено от оси, что проявляется в формировании конической эмиссии.

2. Значительный вклад в уширение спектра импульса вносит волновая нестационарность, что приводит к увеличению крутизны его заднего фронта в условиях самофокусировки и, следовательно, к более сильному обогащению спектра импульса высокочастотными компонентами.

3. Угол конической эмиссии при наличии геометрической фокусировки зависит от длины геометрической фокусировки выходного пучка. Для угла направленности конического излучения сфокусированного импульса справедлива оценка, согласно которой его величина равна сумме угла расходимости пучка в дальней зоне и угла направленности конической эмиссии при филаментации коллимированного пучка.

4. Увеличение энергетического выхода суперконтинуума возможно в средах с нормальной дисперсией при использовании импульсов с отрицательной фазовой модуляцией. «Временная» фокусировка излучения, вызванная дисперсией таких импульсов в среде, приводит к

увеличению концентрации энергии в области нелинейного взаимодействия. Эффективность генерации суперконтинуума максимальна, если длина компрессии импульса с начальной фазовой модуляцией равна или незначительно превышает результирующую длину нелинейной фокусировки, обусловленную самофокусировкой и геометрической фокусировкой.

Работа выполнена при поддержке РФФИ (гранты № 03-02-16939 и 03-02-06217) и Европейского научного отдела US ARMY (контракт № 62558-03-M-0029).

1. *The Supercontinuum Laser Source*. Ed. by R. Alfano (Berlin: Springer-Verlag, 1989).
2. Kandidov V.P., Kosareva O.G., Golubtsov I.S., Liu W., Becker A., Akozbek N., Bowden C.M., Chin S.L. *Appl. Phys. B*, **77**, 149 (2003).
3. Corkum P.B., Rolland C., Srinivasan-Rao T. *Phys. Rev. Lett.*, **57**, 2268 (1986).
4. Kosareva O.G., Kandidov V.P., Brodeur A., Chien C.Y., Chin S.L. *Opt. Lett.*, **22**, 1332 (1997).
5. Nibbering E.T.J., Curley P.F., Grillon G., Prade B.S., Franco M.A., Salin F., Mysyrowicz A. *Opt. Lett.*, **21**, 62 (1996).
6. Kasparian J., Sauerbrey R., Mondelian D., Niedermeier S., Yu J., Wolf J.-P., Andre Y.-B., Franco M., Prade B., Tzortzakis S., Mysyrowicz A., Rodriguez M., Wille H., Woste L. *Opt. Lett.*, **25**, 1397 (2000).
7. Голубцов И.С., Кандидов В.П., Косарева О.Г. *Квантовая электроника*, **33**, 525 (2003).
8. Liu W., Kosareva O., Golubtsov I. S., Iwasaki A., Becker A., Kandidov V. P., Chin S. L. *Appl. Phys. B*, **76**, 215 (2003).
9. Dubietis A., Tamosauskas G., Diomin I., Varanavicius A. *Opt. Lett.*, **28**, 1269 (2003).
10. Xing Q., Yoo K.M., Alfano R.R. *Appl. Opt.*, **32**, 2087 (1993).
11. Yang G., Shen Y.R. *Opt. Lett.*, **9**, 510 (1984).
12. Golub I. *Opt. Lett.*, **15**, 305 (1990).
13. Crenshaw M.E., Cantrell C.D. *Phys. Rev. A*, **39**, 126 (1989).
14. Rae S.C. *Opt. Commun.*, **104**, 330 (1994).
15. Ter-Mikaelian M.L., Torossian G.A., Grigoryan G.G. *Opt. Commun.*, **119**, 56 (1995).
16. Peatross J., Backus S., Zhou J., Murnane M.M., Kapteyn H.C. *J. Opt. Soc. Am. B*, **15**, 186 (1998).
17. Kosareva O.G., Kandidov V.P., Brodeur A., Chin S.L. *Nonlinear Opt. Phys. & Mat.*, **6**, 485 (1997).
18. Голубцов И.С., Кандидов В.П., Косарева О.Г. *Оптика атмосферы и океана*, **14**, 335 (2001).
19. Chin S.L., Brodeur A., Petit S., Kosareva O.G., Kandidov V.P. *Nonlinear Opt. Phys. & Mat.*, **8**, 121 (1999).
20. Akozbek N., Scalora M., Bowden C.M., Chin S.L. *Opt. Commun.*, **191**, 353 (2001).
21. Ranka J.K., Gaeta A.L. *Opt. Lett.*, **23**, 534 (1998).
22. Brabec T., Krausz F. *Phys. Rev. Lett.*, **78**, 3282 (1997).
23. Бахтин М.А., Шполянский Ю.А. В сб. *Современные технологии. Труды молодых ученых* (С.-Пб.: изд-е ИТМО, 2001, с. 19).
24. Mlejnek M., Wright E.M., Moloney J.V. *Opt. Lett.*, **23**, 382 (1998).
25. Баранова Н. Б., Зельдович Б. Я. *ЖЭТФ*, **80**, 1789 (1981).
26. Marburger J.H. *Prog. Quantum Electron.*, **4**, 35 (1975).